

## 4. ДОЗА ОТ НЕЙТРОНОВ

Как было показано выше, в случае  $\gamma$ -излучения одинаковым поглощенным дозам соответствуют практически одинаковые эффекты в широком диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов. Для нейтронов это не так. Особенностью нейтронных взаимодействий является то, что образуются вторичные частицы различного типа в зависимости от энергии нейтронов и атомного состава поглощающего вещества. По экспозиционной дозе  $\gamma$ -излучения, измеренной в воздухе, можно судить о дозе излучения в других средах. В случае нейтронного излучения обязательным условием, обеспечивающим равенство поглощенной энергией в различных средах, является их одинаковый изотопный состав. Это не позволяет установить универсальную единицу экспоненциальной дозы нейтронов, подобную рентгену.

### 4.1. Преобразование энергии нейтронов в веществе

Расчет доз от нейтронного источника более сложен, чем расчет доз  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений. Это связано со сложностью расчета и измерений сечения взаимодействия нейтронов различных энергий с биологической тканью. Сечения взаимодействия и характер взаимодействия нейтронов с веществом зависят от энергии нейтронов.

Процессы взаимодействия нейтронов различных энергий с веществом мы уже достаточно подробно рассмотрели в лекции, посвященной общим вопросам поглощения и рассеяния ионизирующих излучений, поэтому мы здесь ограничимся лишь эффектами, важными для дозиметрии.

Процессы взаимодействия нейтронов с веществом определяются как энергией нейтронов, так и атомным составом среды, через которую они проходят. Напомним, что различают следующие группы нейтронов в зависимости от их энергии: тепловые нейтроны ( $E_n=0,025\text{эВ}$ ); промежуточные нейтроны  $E_n<200\text{кэВ}$ ; быстрые нейтроны ( $220\text{кэВ}<E_n<20\text{МэВ}$ ); сверхбыстрые нейтроны ( $E_n>20\text{МэВ}$ ).

В современных официальных документах выделены только тепловые нейтроны.

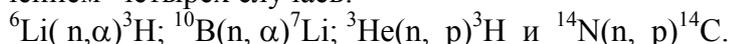
Преобразование энергии нейтронов происходит в элементарных актах взаимодействия с ядрами атомов поглощающего вещества. При взаимодействии нейтронов с ядрами могут наблюдаться: упругое рассеяние, неупругое рассеяние, радиационный захват, расщепление с вылетом заряженных частиц, деление ядер. Вероятность того или иного процесса зависит как от энергии нейтронов, так и от вида ядер, с которыми они взаимодействуют.

В процессе упругого рассеяния нейтрон меняет свое направление, а часть его кинетической энергии передается ядру отдачи. При неупругом рассеянии ядро отдачи оказывается в возбужденном состоянии, из которого оно обычно переходит в нормальное состояние, испуская гамма-квант. Так как неупругое рассеяние возможно только при энергии нейтронов, большей энергии возбуждения ядра, этот процесс имеет практическое значение только для быстрых нейтронов. Упругое рассеяние нейтронов происходит при любой энергии и является наиболее эффективным процессом в понижении энергии нейтронов до тепловой.

Чем легче ядра поглощающей среды, тем большую долю энергии теряют нейтроны в процессе упругого рассеяния. Первоначально моноэнергетический пучок нейтронов, попадая в поглощающую среду, в результате столкновений нейтронов с ядрами приобретает непрерывный спектр; наибольшее число нейтронов будет в области низких энергий.

Радиационный захват — характерный вид взаимодействия тепловых и, отчасти, промежуточных нейтронов — заключается в захвате ядром нейтрона с испусканием гамма-кванта. Испускаемое гамма-излучение при радиационном захвате имеет обычно энергию порядка миллиона электрон-вольт. Радиационный захват может происходить на ядрах почти всех элементов.

В процессе взаимодействия с вылетом заряженных частиц нейтрон в интервале энергий от нескольких МэВ до приблизительно 20 МэВ захватывается ядром и испускаются, в так называемом процессе испарения, заряженные частицы, такие как  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  и т. п. а также, иногда, вторичные нейтроны. При энергии первичного нейтрона более 20 МэВ процессу испарения предшествует стадия прямого выбивания частиц из ядра. Для промежуточных и тепловых нейтронов расщепление с вылетом заряженных частиц маловероятно, за исключением четырех случаев:



Заряженные частицы и ядра отдачи, образующиеся при взаимодействии нейтронов с энергиями менее 100 МэВ, легко поглощаются средой. Образующиеся при радиационном захвате гамма-кванты, напротив, легко проникают через вещество и могут выйти из поглощающей среды без существенного ослабления. Рассеянные нейтроны и вторичные нейтроны, возникающие в расщеплениях, также могут выйти из ограниченной области поглотителя, не полностью растратив свою энергию.

Таким образом, по аналогии с  $\gamma$ -излучением при взаимодействии нейтронов с веществом следует различать поглощенную энергию нейтронов и энергию, преобразованную в энергию вторичного излучения; при этом рассеянные нейтроны ко вторичному излучению не относят. Под поглощенной энергией следует

понимать ту часть энергии вторичного излучения, которая фактически пошла на ионизацию и возбуждение атомов и молекул поглощающей среды.

## 4.2. Тканевая доза нейтронов

Тканевая доза нейтронов обусловлена поглощенной энергией вторичного излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с тканью организма. Значимость тех или иных процессов взаимодействия нейтронов определяется составом ткани. В состав тела человека входит водород (10 вес%), углерод (18%), азот (3%), кислород (65%), Ca(1,5%), P(1%), Остальные элементы: Mg, Na, S, Cl, K и др. вместе дают примерно 1,5%.

Приближенно химический состав мягкой биологической ткани можно определить воображаемой тканевой «молекулы»  $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$ .

Для живой ткани характерно то, что она в основном состоит из легких элементов. Самый легкий из элементов – водород – по числу атомов занимает первое место среди элементов ткани. Преобладание того или иного из перечисленных ранее процессов взаимодействия нейтронов с веществом определенного химического состава целиком определяется энергией нейтронов. Из указанных процессов взаимодействия деление тяжелых ядер под действием нейтронов не характерно для ткани и может наблюдаться лишь при наличии инкорпорированных делящихся веществ, таких как уран, торий, плутоний и т.д. Остальные процессы могут иметь место при взаимодействии нейтронов с тканью, хотя роль их будет различной в зависимости от энергий нейтронов.

Преобразование энергии **медленных нейтронов** в биологической ткани происходит в результате упругого рассеяния и через реакцию  $^{14}N(n,p)^{14}C$ . Ядра отдачи, возникающие в ткани при упругом рассеянии медленных нейтронов, в большинстве своем обладают энергией, недостаточной для ионизации, и их вклад в биологический эффект незначителен.

Рассеяние приводит к быстрому замедлению нейтронов до тепловых энергий. **Тепловые нейтроны**, которые образовались в результате замедления медленных нейтронов или попали в ткань извне, захватываются ядрами элементами ткани, наибольшее значение имеют две: радиационный захват ядрами водорода  $^1H(n,\gamma)^2H$  и реакция на азоте  $^{14}N(n,p)^{14}C$ , вероятность которой для тепловых нейтронов значительно выше, чем для нейтронов высоких энергий. Возникающие при радиационном захвате  $\gamma$ -кванты с энергией 2,23 МэВ, взаимодействуя с тканью, дают существенный вклад в дозу. Распределение дозы, обусловленной  $\gamma$ -квантами, по глубине ткани определяется пространственным распределением тепловых нейтронов и характером взаимодействия  $\gamma$ -излучения с тканью организма. В реакции на азоте образуются протоны с энергией 0,62 МэВ и радиоактивный углерод  $^{14}C$ . Протоны имеют в ткани малые пробеги и практически поглощаются в месте своего возникновения. Распределение тканевой дозы, обусловленной протонами, однозначно определяется распределением тепловых нейтронов. Радиоактивный углерод  $^{14}C$  распадается с вылетом  $\beta^-$ -частиц, обладающих средней энергией 0,05 МэВ. Вклад в дозу за счет распада  $^{14}C$  пренебрежимо мал. Распределение поглощенной энергии между  $\gamma$ -излучением и протонами, образующимися в реакции на азоте таково, что доза за счет  $\gamma$ -излучения в 20 раз больше, чем доза за счет протонов.

Замечание. Здесь речь шла о «физической» дозе, выражаемая, например, в грях. Если перейти к «биологической дозе», выражаемой в зивертах, то вклады тех же компонентов в суммарный эффект существенно изменятся. Так, для медленных нейтронов роль  $\gamma$ -излучения в создании тканевой физической дозы значительно больше, чем роль протонов, возникающих в реакции на азоте. Однако взвешивающий коэффициент для данного вида излучения,  $W_R$  для протонов намного больше, чем для  $\gamma$ -квантов, и, следовательно, оба вида излучения вносят примерно одинаковый вклад в биологическую дозу.

Основным процессом, определяющим поглощение энергии **быстрых нейтронов** в ткани, является упругое рассеяние. Почти вся поглощенная энергия распределяется между ядрами отдачи водорода (протоны отдачи), углерода, азота и кислорода. Вклад в поглощенную энергию нейтронов ядер отдачи углерода, азота и кислорода примерно одинаков, на долю протонов отдачи приходится 70-80% всей поглощенной энергии быстрых нейтронов. Преимущественная роль водорода при взаимодействии быстрых нейтронов с биологической тканью обусловлена следующими факторами: наибольшее число ядер ткани составляют протоны; при взаимодействии с ядром водорода передается максимальная энергия нейтрона и сечение рассеяния на ядрах водорода больше, чем на ядрах других элементов, входящих в состав ткани. Это позволяет принимать в расчет только атомы водорода.

Типичным взаимодействием **нейтронов промежуточных энергий** является упругое рассеяние. Возникающие при этом ядра отдачи, особенно протоны, способны производить ионизацию среды. Существенное значение имеют также реакции захвата замедляющихся нейтронов. Характерной особенностью взаимодействия нейтронов промежуточных энергий является наличие резонансных пиков сечения рассеяния на ядрах некоторых элементов ткани.

При облучении внешним нейтронным потоком тканевая доза распределяется внутри биологического объекта неравномерно. Дозовое распределение зависит от энергии нейтронов, геометрических размеров объекта и распределения элементов в ткани. В результате многократного рассеяния и накопления нейтронов низких энергий максимального значения доза может достигнуть на некоторой глубине от поверхности объекта. С изменением энергии нейтронов положение максимума дозы смещается по-разному для различных энергетических групп. Так, для медленных нейтронов глубина расположения максимальной дозы увеличивается с ростом энергии нейтронов. Это объясняется тем, что основной вклад в дозу дают нейтроны, замедлившиеся до тепловых энергий, и положение максимума дозы примерно соответствует максимуму концентрации тепловых нейтронов. Одновременно увеличивается и абсолютное значение максимальной дозы.

При облучении нейтронами с энергией 0,1 кэВ глубина максимальной дозы около 4 см, в то время как для тепловых нейтронов она равна 0,3 см, а абсолютное значение дозы для нейтронов с энергией 0,1 кэВ более чем в два раза выше, чем для тепловых нейтронов. В области промежуточных энергий нейтронов до 30 кэВ положение максимума дозы не меняется и находится на глубине 4 см. Дальнейшее увеличение энергии нейтронов заметно повышает роль ядер отдачи в создании дозы, что приводит к смещению максимума дозы ближе к поверхности объекта. При энергии нейтронов 100-500 кэВ величина тканевой дозы на поверхности является максимальной. Для быстрых нейтронов максимальное значение дозы сохраняется на поверхности объекта вплоть до энергии 10 МэВ. Дальнейшее увеличение энергии нейтронов снова приводит к смещению положения максимума дозы на некоторую глубину от поверхности объекта облучения.

В связи с неравномерностью распределения дозы по глубине при вычислении или измерении дозы необходимо точно указывать, к какому месту облучаемого объекта доза относится. Для радиобиологических целей иногда полезно знать среднюю тканевую дозу

$$\bar{D} = \frac{1}{h} \int_0^h D(x) dx,$$

где  $D(x)$  – доза на глубине  $x$  биологического объекта, имеющего толщину  $h$ .

При контроле за радиационной опасностью в целях обеспечения необходимой защиты следует ориентироваться на максимальные значения тканевых доз.

### 4.3. Быстрые нейтроны

При упругом рассеянии нейтронов образуются ядра отдачи с высокой относительной биологической эффективностью, энергия которых полностью поглощается биологической тканью.

В случае быстрых нейтронов решающее значение имеют упругие столкновения нейтронов с ядрами водорода и последующая ионизация среды ядрами отдачи. Действительно, по весу водород составляет 11%, по числу ядер – 66%, но доля энергии нейтронов, переданная при упругих столкновениях с ядрами, быстро убывает с увеличением атомного веса и поэтому на долю водорода приходится наибольшая доля энергии, теряемая нейтронами, так как сечения рассеяния – величины одного порядка. В **Табл.** приводится состав ткани и величина  $(1-e^{-a})$ , показывающая, какая доля энергии в среднем передается атомным ядрам.

**Табл. 4.** Доля энергии передаваемая быстрыми нейтронами элементам, входящим в состав биологической ткани.

Элемент	$^1\text{H}$	$^{12}\text{C}$	$^{14}\text{N}$	$^{16}\text{O}$	$^{31}\text{P}$	$^{32}\text{S}$
Вес в тканях, %	11	20,2	2,5	65	1,1	0,2
Число атомов, $\text{см}^3$	$6,6 \cdot 10^{22}$	$1,0 \cdot 10^{22}$	$0,11 \cdot 10^{22}$	$2,4 \cdot 10^{22}$	$0,022 \cdot 10^{22}$	$0,0026 \cdot 10^{22}$
$a$	1	0,158	0,136	0,120	0,063	0,061
$1-e^{-a}$	0,63	0,146	0,113	0,113	0,061	0,059

Доза, получающаяся за счет протонов отдачи, может быть найдена по формуле

$$D = W_R N E \sigma_H \frac{(1-e^{-a}) n_H * 8 * 3600}{35 * 1,6 * 10^{12}} = 2,1 * 10^{19} W_R N \sigma_H E \quad p$$

**Табл. 5.** Параметры, необходимые для расчета дозы от быстрых нейтронов ( $f$  – дробь, показывающая какая доля энергии потока передается протонам отдачи,  $N$  – безопасный поток,  $\text{н}/(\text{см}^2/\text{с})$ ).

$E$ , МэВ	$\sigma_H 10^{24}$	$W_R$	$f$	$N$	$E$ , МэВ	$\sigma_H 10^{24}$	$W_R$	$f$	$N$
0,5	6,3	9	0,96	165	4,0	1,85	7,5	0,88	75
1,0	4,2	9	0,92	120	5,0	1,6	6	0,91	90
2,0	3,0	9	0,93	85	10	0,85	5	0,86	95
3,0	2,3	8,5	0,95	75	20	0,50	4	0,78	95

Доза от быстрых нейтронов может быть рассчитана, если известно сечение взаимодействия  $\sigma_i$ , потеря энергии в одном столкновении и интенсивность потока нейтронов.

В интервале энергий нейтронов 0,01 – 7 МэВ зависимость доза-энергия для единичного нейтронного потока (1 нейтр/см<sup>2</sup>) достаточно хорошо описывается эмпирической формулой:

$$D_{\max} = 2,9 * 10^{-9} E^{0,43},$$

где  $D_{\max}$  – максимальная тканевая доза выражена в радах,  $E$  – энергия нейтронов в МэВ.

В интервале энергий нейтронов 0,1 – 50 МэВ доза от узкого пучка быстрых нейтронов:

$$D_{n(\bar{o})} = 2,4 * 10^{-8} * W_R * \Phi l E^{0,5} \text{ рад},$$

$E$  – энергия нейтронов (Мэв),  $l$  – средний свободный пробег нейтронов ( $l = 2,8 * E^{0,5}$ ) в биологической ткани.

Эта формула дает хорошее согласие с экспериментом только для узких пучков нейтронов и для облучения поверхностного слоя биообъекта (доза первого соударения).

Доза изменяется по глубине биологического объекта по закону:

$$D = D_0 e^{-\Sigma x} = D_0 e^{-\frac{x}{l}}$$

где  $D_0 = D_n(\bar{o})$  – доза первого соударения (доза на поверхности).

Для широких пучков быстрых нейтронов необходимо учесть поглощение нейтронов в объекте облучения и ввести фактор накопления дозы  $B_n$ . Тогда

$$D = B_n * D_0 e^{-\Sigma x}$$

В диапазоне энергий 0,5 – 15 МэВ фактор накопления может быть выражен формулой:

$$B_n = 2,37 \left( 1 - 0,365 * e^{-\frac{1}{3}x} \right)$$

Введем теперь понятие кермы и учтем наличие нескольких ядерных реакций взаимодействия быстрых нейтронов с элементами, содержащимися в биологической ткани.

Формирование дозы в ткани человека основано на решении уравнения переноса нейтронов и вторичных частиц, поэтому ограничимся, для ориентировки и примера, частным случаем оценки дозы от ядер отдачи, возникающих при взаимодействии моноэнергетических нейтронов с энергией менее 20 МэВ. В этом случае ядра отдачи имеют небольшой пробег и можно считать, что они поглощаются в месте своего возникновения. Это дает основание записать для дозы  $D$  и кермы  $K$

$$D \cong K = \Phi \sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i$$

где  $\Phi$  — флюенс нейтронов,  $n_i$  — концентрация ядер типа  $i$  в ткани;  $\sigma_i$  — сечение рассеяния на ядрах типа  $i$ ;  $\bar{E}_i$  — средняя энергия, передаваемая ядру типа  $i$  в одном акте рассеяния.

При известных флюенсе и энергии нейтронов поглощенную дозу в образце из конкретного материала рассчитывают по формуле:

$$D = K_n * \Phi_n \text{ [фГр]},$$

где  $K_n$  - керма единичного флюенса, фГр м<sup>2</sup>/нейтрон (множитель ф(фемто)=10<sup>-15</sup>) и  $\Phi_n$  - флюенс, нейтрон/м<sup>2</sup>. Значения кермы единичного флюенса для некоторых материалов приведены в Табл.6.

**Табл.6.** Величины кермы для единичного флюенса,  $K_n$ , фГр м<sup>2</sup>/нейтрон, моноэнергетических нейтронов различной энергии для материалов, в которых поглощаются нейтроны

Энергия нейтронов, МэВ	Вода	ПММА	Мягкие ткани тела	CO <sub>2</sub>
18, 0	7, 492	6, 241	6, 917	2, 490
10, 9	6, 161	5, 095	5, 701	1, 305
6, 0	4, 971	3, 800	4, 533	0, 489
4, 02	4, 386	3, 553	4, 086	0, 488

Часть быстрых нейтронов, попадающих в биологический объект, замедляется до тепловых скоростей, поэтому суммарный эффект воздействия определяется дозой, обусловленной упругими взаимодействиями нейтронов с ядрами ткани, и дозой тепловых нейтронов, появившихся в результате замедления быстрых. Относительный вклад дозы тепловых нейтронов невелик и уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Так, для нейтронов с энергией 1 МэВ часть общей дозы, обусловленная тепловыми нейтронами, составляет 11%.

#### 4.4. Тепловые нейтроны

Нейтроны, потерявшие свою в результате упругих и неупругих столкновений, приходят в тепловое равновесие со средой. Такие нейтроны имеют энергию около 0,025 эВ и могут вступать в различные ядерные реакции.

Биологическое действие тепловых нейтронов обусловлено происходящими в тканях ядерными реакциями  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  и  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ , при которых возникают  $\gamma$ -лучи (энергия 2,2 МэВ) и протоны (энергия 0,66 МэВ,  $W_R=20$ ).

**Табл. 7.** Параметры, необходимы для расчета дозы от медленных нейтронов

Параметр	Элемент	
	H	N
Вес в тканях, %%	11	2,5
Число атомов, г/см <sup>3</sup>	6,6.1022	
Тип реакции	n, $\gamma$	n,p
Энергия, МэВ	$\gamma=2,2$	p=0,62
Сечение захвата, барн	0,31	1,7
$W_R$ относительная биологическая эффективность излучения	1	10

Обозначим через  $N$  число нейтронов, попадающих на поверхность тела в квадратный сантиметр в течение 1 сек, и через  $l$  - ту глубину, на протяжении которой это число уменьшается в  $e$  раз; для ткани можно принять  $l = 2,8$  см. В единице объема ткани, расположенной на глубине  $x$  возникает в секунду за счет реакции  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$   $Nn_H\sigma_H e^{-x/l}$   $\gamma$ -квантов, где  $n_H$  - число атомов в кубическом сантиметре ткани (**Табл. 7**). Поместим начало координат в одну из точек поверхности тела и введем сферические координаты  $(r,\theta,\varphi)$ ; элемент объема  $dV=r^2\sin\theta dr d\theta d\varphi$ ; этот элемент объема даст поток энергии через площадку  $1 \text{ см}^2$ , расположенную около начала координат, равный:

$$dI = Nn_H\sigma_H E_\gamma e^{-x/l} r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi \frac{1}{4\pi r^2} e^{-\mu r}$$

причем поток энергии  $\gamma$ -излучения элемента объема  $x=\cos\theta$ .

Полный поток энергии  $\gamma$ -излучения:

$$I = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Nn_H\sigma_H E_\gamma e^{-r\left(\frac{\cos\theta}{l} + \mu\right)} \frac{1}{4\pi} dr \sin\theta d\theta d\varphi.$$

Интегрирование дает

$$I = Nn_H\sigma_H E_\gamma F,$$

где  $F = 0,5l \ln \frac{1+\mu l}{\mu l} \cong 3,1$ , так как коэффициент ослабления  $\gamma$ -лучей  $\mu=0,045 \text{ см}^{-1}$ . Считая работу ионизации равной 35эВ, а число ионов, соответствующих дозе в 1 р –  $1,6 \cdot 10^{12}$  пар ионов, определим дозу в рентгенах за 8 час:

$$D(H) = \frac{Nn_H\sigma_H E_\gamma * 3600 * 8(\tau + \sigma_\beta)_{\text{ткань}}}{35 * 1,6 * 10^{12}} \cong 0,3 * N * 10^{-5} \text{ реентге}$$

При расчете дозы за счет протонов, возникающих при реакции  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ , необходимо учесть, что для протонов биологическая эффективность  $W_R=10$ . Кинетическая энергия протонов, возникающих при реакции  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ , будет равна

$$D(N) = \frac{W_R Nn_N\sigma_N E_\gamma * 3600 * 8}{35 * 1,6 * 10^{12}} = 0,5 * 10^{-5} \text{ рентген}$$

Полная доза  $D=D(H)+D(N) = 0,8 \cdot 10^{-5}N$ , откуда следует, что при  $D=0,1 \text{ р}$ ,  $N=10^5/8=12500$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек)

**Замечание.** При расчете дозы в костях необходимо принять во внимание содержащийся в них  $^{31}\text{P}$ , количество которого по весу составляет 8%. Доза за счет реакции тепловых нейтронов с фосфором,  $^{31}\text{P}(n,\gamma)^{32}\text{P}$ :

$$D(P)=0,2 \cdot 10^{-6}N.$$

Доза от тепловых нейтронов – сумма доз от протонов и  $\gamma$ -излучения:

$$D_{n(m)} = D_p + D_\gamma$$

Дозу от тепловых нейтронов можно оценить по формуле:

$$D_{n(m)} = 1,60 * 10^{-8} \Phi_{n(m)} [L_H * \sigma_\gamma * E_\gamma * \mu_e * \bar{\Gamma} + L_N * \sigma_p * E_p * W_R] \text{ бэрад},$$

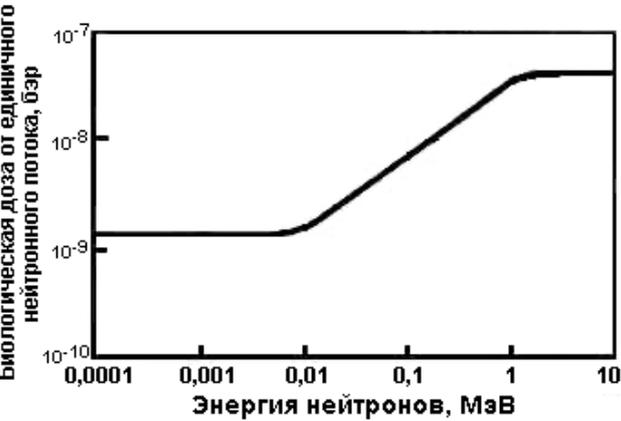
где  $L_H = 6,02 * 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $L_N = 1,28 * 10^{22} \text{ см}^{-3}$  – число ядер водорода и азота в 1 см<sup>3</sup> биологической ткани, соответственно;  $\sigma_\gamma=0,33$  барн и  $\sigma_p=1,88$  барн – полные микросечения взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами водорода и азота, соответственно (в барнах);  $E_\gamma$  и  $E_p$  – энергии  $\gamma$ -квантов и протонов (в МэВ),

получающихся по реакциям (n,γ) и (n,p);  $\mu_e=0,23 \text{ см}^{-1}$  – коэффициент истинного поглощения  $\gamma$ -излучения в биологической ткани;  $\bar{G}$  – средний геометрический фактор, учитывающий размеры объекта облучения ( $\bar{G}=126 \text{ см}$  для человека роста 170 см и весом 70 кг);  $W_R=10$ .

Максимальная доза получается на глубине 0,3 см и равна  $7,6 \cdot 10^{-10}$  бэр/н (где n –нейтрон). Биологическое действие быстрых нейтронов обусловлено ядрами отдачи (H, C, N, O), приведенными в движение при упругих столкновениях с нейтроном.

#### 4.5. Биологическая доза от нейтронов

Особенностью биологического действия нейтронов является то, что различные виды вторичного излучения, создающие тканевую дозу, имеют различные относительные биологические эффективности. Так как вклад в тканевую дозу того или иного вида вторичного излучения изменяется с энергией нейтронов, то зависимость биологической дозы, выражаемой в бэрах, от энергии нейтронов будет отличаться от энергетической зависимости тканевой дозы, выраженной в радах.



**Рис.3.** Зависимость максимальной биологической дозы для единичного потока от энергии нейтронов.

Тканевая доза нейтронов может быть представлена как сумма составляющих, обусловленных протонами отдачи  $D_n$ , тяжелыми ядрами отдачи  $D_{яд}$ , ионизирующими частицами, возникающими в ядерных реакциях  $D_p$ , и  $\gamma$ -квантами, возникающими при захвате нейтронов  $D_\gamma$ :

$$D_{ми} = D_n + D_{яд} + D_p + D_\gamma$$

Чтобы получить биологическую дозу необходимо значение каждой составляющей умножить на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного вида излучения,  $W_R$ :

$$D_{б} = W_n D_n + W_{яд} D_{яд} + W_p D_p + W_\gamma D_\gamma$$

Зная зависимость от энергии нейтронов каждой составляющей в этой формуле, можно рассчитать энергетическую зависимость биологической дозы (**Рис.3**).

Расчеты показывают, что при одной и той же плотности потока, доза, создаваемая быстрыми нейтронами существенно выше, чем доза от тепловых нейтронов.

При оценке дозы от лабораторных источников нейтронов необходимо помнить, что доза от них создается не только нейтронным излучением, но и сопутствующим ему  $\gamma$ -излучением. Причем доза от  $\gamma$ -излучения может быть существенно выше (примерно в  $10^3 - 10^5$  раз)